UEBER DIE ZUM FUNKENÜBERGANG IN LUFT, WASSERSTOFF UND KOHLENSÄURE BEI VERSCHIEDENEN DRUCKEN ERFORDERLICHE POTENTIALDIFFERENZ.

INAUGURAL-DISSERTATION

DER

MATHEMATISCHEN UND NATURWISSENSCHAFTLICHEN FACULTÄT

DER

KAISER-WILHELMS-UNIVERSITÄT STRASSBURG

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

VORGELEGT

VON

FRIEDRICH PASCHEN

AUS SCHWERIN i. M.

MIT EINER TAFEL.

LEIPZIG,

JOHANN AMBROSIUS BARTH.

1889.

UEBER DIE ZUM FUNKENÜBERGANG IN LUFT, WASSERSTOFF UND KOHLENSÄURE BEI VERSCHIEDENEN DRUCKEN ERFORDERLICHE POTENTIALDIFFERENZ.

INAUGURAL-DISSERTATION

DER

MATHEMATISCHEN UND NATURWISSENSCHAFTLICHEN FACULTÄT

DER

KAISER-WILHELMS-UNIVERSITÄT STRASSBURG

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

VORGELEGT

VON

FRIEDRICH PASCHEN

AUS SCHWERIN i. M.

MIT EINER TAFEL.

LEIPZIG,

JOHANN AMBROSIUS BARTH.

1889.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Die Untersuchungen über diesen Gegenstand haben entweder in der Messung der unter gegebenen Verhältnissen zur disruptiven Entladung nöthigen Electricitätsmengen oder der Potentialdifferenz zwischen den Electroden im Augenblicke des Funkenüberganges bestanden. Bezüglich dieser Arbeiten verweise ich auf: „Wiedemann, Lehre von der Electricität." IV. 2. S. 649—663, an welcher Stelle sich eine kritische Uebersicht über alle diese Untersuchungen findet mit Ausnahme einer in neuester Zeit erschienenen von G. A. Liebig.[1]) Was von diesen Messungen mit den meinigen Bezug hat, werde ich an geeigneter Stelle anführen.

Die Bestimmung der Potentialdifferenz im Augenblicke des Funkenüberganges in absolutem Maasse geschah bei den früheren Arbeiten mit dem absoluten Electrometer von Thomson. Die Messungen mit diesem Instrumente leiden an dem Mangel einer continuirlichen Ablesung und liefern nach den Angaben der betreffenden Beobachter besonders bei kleinen Funkenstrecken sehr schwankende Werthe.

Wie aus Versuchen von Herrn Prof. Quincke[2]) und Herrn Dr. Czermak,[3]) sowie meinen Vorversuchen hervorgeht, eignet sich das Righi'sche Reflexionselectrometer wegen der continuirlichen Ablesung und der Leichtigkeit, zwischen weiten Grenzen (von 3 bis ca. 90 electrostatischen absoluten C.-G.-S.-Einheiten) sich je nach Bedarf empfindlich oder unempfindlich justiren zu lassen, besonders zu derartigen Messungen. Mit diesem Electrometer, zu dessen Aichung auf absolutes Maass eine Kirchhoff'sche Potentialwage diente, welche Herr Czermak nach

1) Liebig, Phil. Mag. **5.** 24. p. 106.
2) Quincke, Wied. Ann. **19.** p. 545. 1883.
3) Czermak, Wien. Ber. **97.** Abth. 2. p. 307. 1888.

den Principien der von Quincke[1]) beschriebenen Wage construirt hatte, unternahm ich auf Anregung von Herrn Prof. Kundt die vorliegende Arbeit.

Zunächst habe ich in freier Zimmerluft bei verschiedener Entfernung und verschiedenem Radius der als Electroden dienenden Kugeln, dann in einem kleineren abgeschlossenen Volumen, gefüllt mit Luft, Wasserstoff und Kohlensäure, bei verschiedenen Drucken die zum Funkenübergang erforderliche Potentialdifferenz bestimmt.

§ 1. Versuchsanordnung.

Dieselbe schloss sich im wesentlichen der von Czermak beschriebenen an. Die Aufstellung der Apparate geschah nach dem Schema Fig. 1, zu welchem Folgendes zu bemerken ist: Electrometer, Wage und Fernrohr standen auf Steinpfeilern. Die isolirten 2,5 mm dicken Kupferdrähte D waren theils frei durch die Luft geführt, theils mit Paraffin in Glasröhren eingeschmolzen. Geeignete Vorrichtungen gestatteten, das Leitersystem vom Fernrohre aus zu laden und zu entladen. Die Holtz'sche Maschine gab bei der Rotation beider Scheiben und Isolirung beider Pole in trockener Luft Funken von 10 cm Länge. Gewöhnlich genügte die Drehung nur einer Scheibe. Wenn die Maschine bei zu feuchtem Wetter nicht anging, trocknete ich entweder durch Erwärmen der Glasscheiben, oder stellte auf den Rath von Herrn Prof. Kundt in ihren Glaskasten eine Kältemischung, welche die Wasserdampftheilchen binnen sehr kurzer Zeit in Form von Reif auf ihrer Oberfläche condensirte. Letztere Maassregel bewährte sich bei einiger Sorgfalt selbst bei 85% relativer Feuchtigkeit.

Die Leydener Batterie, welche zur Vergrösserung der Capacität des geladenen Systems diente, bestand aus sieben 30 cm hohen und 10 cm im Durchmesser fassenden cylindrischen Leydener Flaschen, welche eine Wanddicke von 3 mm und innen und aussen Stanniolbekleidung hatten.

Die Justirung der Wage geschah genau nach den Angaben von Czermak. Statt des Telephons wurde zur Controle auch ein Galvanometer bei J eingeschaltet, welches vom Fernrohr

1) Quincke, l. c.

aus beobachtet werden konnte, ergab indess genau dieselben Resultate. Bei den endgiltigen Messungen arbeitete ich stets mit Telephon. Zur Bestimmung der absoluten Potentialdifferenz diente ein Schutzringcondensator, welchen schon Czermak benutzt hatte. Zur Controle der mit diesem gefundenen Werthe wandte ich auch einige Male einen Condensator ohne Schutzring an, dessen Platten einen Durchmesser von 16 cm und eine Dicke von 0,35 cm hatten.

Die Distanz der Platten, welche bei den Messungen zwischen 0,5 und 1,2 cm betrug, wurde bei beiden Condensatoren in der Czermak'schen Weise gemessen. Nachdem nämlich die obere, bewegliche Platte mittelst der Mikrometerschraube am anderen Ende des Wagebalkens bis auf 0,5 mm heruntergelassen war, ergab sich dieser Rest der Distanz durch eine an drei verschiedene Stellen vorgenommene Messung mit dem Helmholtz'schen Ophtalmometer. So wurde vor und nach der Aichung die Distanz genommen. Das Mittel, welches von jeder Messung höchstens um $^1/_2\,^0/_0$ abwich, diente zur Berechnung.

Das Righi'sche Electrometer zeigte bei den Vorversuchen starke Veränderungen des Nullpunktes. Derselbe verlegte sich nicht nur im Laufe einer Messungsreihe, sondern schon bei einem einzigen grösseren Ausschlage um 3 bis 4 Scalentheile nach der Seite des Ausschlages hin. Quincke hat solche Veränderungen bis $^1/_{20}$ des ganzen Werthes beobachtet, und Czermak klagt ebenfalls darüber. Da es mir daran lag, die Angaben des Electrometers auf $1\,^0/_0$ verbürgen zu können, um etwaige Unregelmässigkeiten bei den Funkenübergängen besser zu übersehen, suchte ich solche Uebelstände zu beseitigen. Als Ursache stellte sich eine Verunreinigung der Oberfläche der zur Dämpfung dienenden Schwefelsäure heraus, welche hauptsächlich deshalb solche Störungen verursachen konnte, weil der hineinragende Platindraht zu dick war. Erst, nachdem ich diesen entfernt und einen solchen von höchstens $^1/_{10}$ mm Dicke angebracht und zugleich auf die Reinigung desselben und der Schwefelsäure die peinlichste Sorgfalt verwendet hatte, vermied ich die Nullpunkts-Verlegungen fast vollständig und konnte 14 Tage lang arbeiten, ohne eine Veränderung am geaichten Electrometer befürchten zu müssen.

Das Fernrohr hatte 2 m Abstand vom Electrometer. Es wurden noch die Zehntel mm Scalentheile geschätzt.

Als Funkenmikrometer diente ein Riess'sches. Doch waren die Zuleitungsstäbe zu den Kugeln nicht horizontal, sondern unter einem Winkel von 45° mit der Horizontalen angebracht, um durch einfaches Drehen derselben immer frische Stellen der Kugeln einander gegenüber zu stellen.

Die Messung der Kugeldistanz geschah in folgender Weise: Die bis zur festen Berührung aneinandergeschraubten Kugeln wurden sammt einem Galvanoskop in den Stromkreis eines Daniell geschaltet; die Magnetnadel nahm eine bestimmte Ausschlagstellung ein. Bei langsamem Zurückschrauben der Mikrometerschraube hörte die Berührung der Kugeln in einem Augenblicke auf, welcher sich durch das Zurückschnellen der Magnetnadel in ihre Ruhelage scharf bestimmen liess. Von dem so fixirten Punkte der Trommel an zählte ich die Entfernung der Kugeln. Das Mikrometer wurde fest aufgestellt, die eine Kugel mit der geladenen Belegung der Leydener Batterie, die andere mit der Gasleitung in Verbindung. Geeignete Vorrichtungen gestatteten eine leichte Einschaltung in den Galvanoskop-Stromkreis zum Einstellen der Distanz. Die Kugeln des Funkenmikrometers bestanden aus Messing. Ihre Reinigung vor jedem Messungssatz geschah durch Abreiben mit dem feinsten Schmirgel und Nachputzen mit einem Lederlappen.

Zum Zweck der Messungen in verdünnter Luft und anderen Gasen befand sich das Funkenmikrometer unter einer Glasglocke auf einem gewöhnlichen Luftpumpenteller. Die Glasglocke hatte einen Umfang von 65 cm und eine Höhe von 25 cm. Die nächste Entfernung von den Kugeln bis zur Glockenwand betrug ca. 5 cm. Durch den Teller waren zwei Zuleitungsdrähte luftdicht eingeführt: der eine, durch Glasröhren und Schellack isolirt und mit Siegellack eingekittet, stand mit dem geladenen Pole der Influenzmaschine, der andere mit der Gasleitung in Verbindung. Letzterer führte zu dem abzuleitenden Pole des Funkenmikrometers. Das Innere der Glasglocke wurde mit einem Drahtnetz bekleidet und dies zusammen mit allen anderen Metalltheilen im Inneren der Glocke zur Erde geleitet. Die von der Luftpumpe zur Glasglocke führende

Glasröhre stand in Verbindung mit einem offenen Quecksilbermanometer, dessen Höhe unter Hinzuziehung des Barometerstandes den Druck bis auf 1 mm genau ergab. Glasglocke, Luftpumpenteller, Manometer und die zugehörigen Glasröhren waren luftdicht miteinander verkittet und konnten während einer Funkenmessung durch einen Glashahn von der Luftpumpe getrennt werden.

Die Luft, der Wasserstoff und die Kohlensäure, welche zur Untersuchung gelangten, wurden in Wasser gereinigt, sorgfältig durch Schwefelsäure oder Chlorcalciumröhren getrocknet und durch Baumwolle filtrirt. Die Darstellung des Wasserstoffs geschah aus Zink und Schwefelsäure, diejenige der Kohlensäure aus Marmor und Salzsäure. Zur Füllung der Glocke mit diesen Gasen pumpte ich bis auf 10 mm Druck aus und liess das Gas in langsamem Strome bis Atmosphärendruck ein. Bei Luft und Wasserstoff genügte eine zweimalige, bei Kohlenstoff erst eine dreimalige Wiederholung dieser Operation, bis ich constante Resultate erhielt.

§ 2. Berechnungen.

Zur Berechnung der mit der Wage gemessenen absoluten Potentiale V im electrostatischen C.-G.-S.-System diente die bekannte Formel:

$$V = D\sqrt{\frac{8\pi \cdot g \cdot w}{A}}$$

D = Abstand in cm,
w = Gewicht in g,
A = Fläche in qcm.

Als Ausdruck für die corrigirte Fläche A der angezogenen Platte nahm ich bei dem Schutzringcondensator den von Maxwell[1]) gegebenen Ausdruck:

$$A = \frac{\pi}{2}\left\{R^2 + R'^2 + (R^2 - R'^2)\frac{\alpha}{D + \alpha}\right\},$$

in welchem:

R' der innere Radius des Schutzringes = 6,098 cm,
R der Radius der angezogenen Platte = 5,963 cm,
α = 0,22064 $(R' - R)$ ist.

---

1) Maxwell, § 218a.

Die Justirungsvorrichtung der Wage erlaubte, Schutzring und bewegliche Platte genau in eine Ebene zu bringen, und machte somit weitere Correctionen unnöthig. Die Platten wurden frisch abgeschliffen und spiegelblank polirt; dabei wurde die kleine Mulde in der unteren Platte, welche Herr Czermak noch berücksichtigen musste, entfernt.

Bei dem gewöhnlichen Condensator berechnete ich die Fläche A unter Zugrundelegung der von Kirchhoff[1]) angegebenen Randcorrection zu:

$$A = R\left(R\pi + D + b\lg\frac{D+b}{b}\right),$$

wo b die Dicke der Platte bedeutet.

Die Electrometercurve wurde zunächst in der von Czermak angegebenen Weise durch Berechnung der absoluten Potentiale für Ausschläge von 10 zu 10 Scalentheilen bestimmt. Es zeigte sich dabei, dass die Ausschläge n mit den Potentialen V durch die Formel verknüpft waren:

$$V^2 = \beta n - \alpha n^2.$$

Je grösser die Constante β ist, desto unempfindlicher ist das Electrometer justirt. Folgende Aichung möge als Beispiel dienen.

Aichung mit dem Schutzringcondensator.

Distanz der Platten.

1. 16,5 Umdrehungen der Mikrometerschraube entsprechen unter Berücksichtigung des Verhältnisses der Wagebalkenlängen ($R:L = 1{,}001$) einer Plattendistanz von 0,8242 cm.

2. Die an sechs verschiedenen Stellen (an drei vor, und an drei nach der Aichung) vorgenommene Ophthalmometermessung ergab als Mittel 0,0410 cm, sodass als Distanz D folgt:

$$D = 0{,}8652 \text{ cm}.$$

Die Aichung

geschah in der Weise, dass von 0,2 g Belastung an bis 17 g und dann wieder rückwärts bis 0,5 g die zugehörigen Electrometerausschläge bestimmt wurden. Bei jeder Belastung wurden drei Anziehungen beobachtet.

1) Kirchhoff, Ges. Abhandl. p. 112.

Gewichte w in g	Ausschlag-Scalentheil des Electrom.	Ruhelage des Electrom.	Ausschlag n	Potential V	V'
0,2	394,85 90 90	393,2 393,2	1,68	5,72	5,68
0,5	397,4 5 4	393,2 393,2	4,26	9,04	9,04
1,0	401,8 8 8	393,2 393,2	8,54	12,79	12,79
2,0	410,8 8 8	393,7 393,7	17,1	18,09	18,08
3,0	419,2 1 2	393,2 393,2	25,97	22,16	22,25
5,0	436,7 6 7	393,2 393,2	43,32	28,60	28,66
7,0	454,3 4 3	393,3 393,4	60,93	33,85	33,90
10,0	481,1 2 2	393,3 393,5	87,60	40,45	40,45
12,0	499,2 2 2	393,3 393,6	105,75	44,31	44,35
15,0	527,1 6,9 7,0	393,4 393,7	133,45	49,53	49,60
17,0	544,9 5,0 5,2	393,4 393,8	151,43	52,62	52,67
17,0	544,8 5,1 5,1	393,8 393,8	151,20	52,62	52,72

Gewichte w in g	Ausschlag-Scalentheil des Electrom.	Ruhelage des Electrom.	Ausschlag n	Potential V	V'
15,0	526,6 7 8	393,7 393,8	132,95	49,53	49,51
	526,8	393,7 393,8	133,05		49,53
12,0	499,1 1 1	393,5 393,8	105,45	44,31	44,29
10,0	481,3 2 2	393,8 393,8	87,43	40,45	40,44
7,0	454,7 6 6	393,7 393,8	60,88	33,85	33,89
5,0	436,9 7,0 7,0	393,75 393,75	43,22	28,60	28,63
1,0	402,1 2,05	393,6 393,6	8,48	12,79	12,74
0,5	397,75 7,80	393,6 393,6	4,28	9,04	9,06

Aus dieser Aichung berechnen sich die Constanten α und β zu:

$$\beta = 19{,}214$$
$$\alpha = 0{,}005\,905.$$

Die nach der Formel sich ergebenden Werthe für die Potentiale stehen als V' in der letzten Spalte vorstehender Tabelle. Das Electrometer zeigte erst 14 Tage nach dieser Aichung Störungen im Nullpunkt und wurde bis dahin noch dreimal geaicht. Es ergaben sich dabei folgende Werthe der Constanten α und β:

Distanz der Platten cm	β	α
0,8651	19,214	0,0059
0,7659	19,484	0,0052
0,7551	19,053	0,0066
0,7533	19,054	0,0055
Mittl. Werthe	19,201	0,00581

Die grösste Abweichung von $2^1/_2{}^0/_0$ liefert für die Potentiale eine grösste Abweichung von $1^1/_2{}^0/_0$.

Wie mir weitere Versuche zeigten, ist die angegebene Formel bis zu einem Ausschlage von 300 mm Scalentheilen gültig. Diese Formel gewährte zwei Vortheile: Zunächst erleichterte sie die Aichung. Es genügt eine Festlegung von fünf oder sechs Punkten der Curve, anstatt von 10 zu 10 Scalentheilen die Potentiale zu bestimmen. Eine Aichung nach Czermak beansprucht zwei Stunden Zeit (abgesehen von der Distanzmessung), während welcher sich die Distanz der Condensatorplatten infolge des stetigen Gebrauches erheblich ändern konnte, während fünf Punkte in $^1/_2$ Stunde festzulegen sind. Ein zweiter Vortheil zeigte sich bei feuchtem Wetter. Die Abnahme der Isolation machte nämlich ein sicheres Ablesen grösserer Ausschläge bei der Aichung unmöglich, während bei der Funkenmessung das Spiel der Holtz'schen Maschine vom Fernrohr aus so geregelt werden konnte, dass auch bei schlechter Isolation Messungen grösserer Ausschläge gelangen. Die Formel machte es dann möglich, die grösseren nicht mehr geaichten Ausschläge (bis 300 mm Scalentheilen) für die Funken zu berechnen, ohne Fehler über $1^0/_0$ befürchten zu brauchen.

Das gewöhnliche Messungsverfahren bestand nun darin, dass die Curve des Electrometers sofort nach seiner Justirung etwa durch zehn Punkte bestimmt werde. Dann folgten Funkenmessungen unter stetiger Controle der Electrometercurve vor und nach jeder grösseren Messungsreihe durch kleinere Aichungen. Bei Eintritt von Unregelmässigkeiten verwarf ich alle unsicheren Messungsreihen und justirte das Electrometer von neuem.

§ 3. Funken zwischen Kugeln von verschiedenem Radius in freier Zimmerluft.

Messungen der Potentialdifferenz in absolutem Maass liegen vor von Thomson[1]) und sehr ausführliche von Baille.[2]) Letzterer hat bei verschiedenem Krümmungsdurchmesser und verschiedenen Abständen der Electrodenkugeln mit einem absoluten Electrometer von Thomson die zum Funkenübergang

1) Thomson, Proc. Roy. Soc. Bd. X. p. 326. Febr. 25. Apr. 12. 1860.
2) Baille, Ann. de chim et de phys. 25. p. 486. 1882.

nöthige Potentialdifferenz in electrostatischen absoluten C.-G.-S.-Einheiten bestimmt. Er findet bei bestimmtem Kugelradius der Electroden das Potential des geladenen Pols bei abgeleitetem anderen als Function des Abstandes der Kugeln in Gestalt einer bei kleinen Abständen schwach gekrümmten, von 0,1 cm an fast geradlinig verlaufenden Curve. In Bezug auf verschiedene Kugelradien kommt er zu dem Resultat, dass bei jeder Funkenstrecke für einen bestimmten Radius der Kugeln ein Maximum der Potentialdifferenz zum Funkenübergang erforderlich ist, und zwar weisen bei kleinen Funkenstrecken die kleinsten Kugeln, bei grösseren die grossen Kugeln das Maximum auf.

Auch Macfarlane[1]) hat in freier Zimmerluft Funken gemessen. Die von ihm gegebenen Werthe sind ebenso, wie die Thomson'schen Werthe kleiner, als diejenigen späterer Beobachter. Nach der von mir benutzten Methode haben bereits Funken gemessen Quincke und Czermak, doch nur beiläufig und zur Controle anderer absoluter Messungen. Die Messungen dieser Herrn ergeben Werthe, welche mit den Baille'schen gut[2]) übereinstimmen, dagegen die von Thomson und Macfarlane gefundenen weit überragen. Indem es mir wünschenswerth schien, diese Werthe möglichst genau festzulegen, damit das Funkenmikrometer als Electrometer für hohe Spannungen dienen kann, wiederholte ich diese Messungen.

Die Electrodenkugeln bestanden aus Messingkugeln von 1 cm, 0.5 cm und 0,25 cm Radius. Die geladene Kugel war bei kleinen Funkenstrecken ohne Unterschied mit dem negativen oder positiven Pole der Influenzmaschine verbunden, da beide Anordnungen dieselben Werthe ergaben. Bei grösseren Distanzen musste ich stets mit negativer Electricität laden, weil die bei hoher positiver Spannung leicht auftretenden Büschel- und Glimm-Entladungen die Beobachtung sehr erschwerten, ja unmöglich machten. Es trat nämlich dann die Erscheinung ein, dass trotz schnellster Drehung der Influenz-

1) Macfarlane, Phil. Mag. (5) **10.** p. 389. 1880.

2) In der Czermak'schen Tabelle IV ist bei der Angabe der Baille'schen Werthe ein Versehen vorgekommen. Diese Zahlen beziehen sich nicht auf 1, 0.5, 0.25 cm Radius, sondern Durchmesser; hierdurch ist die dort bemerkte Abweichung zu erklären.

maschine kein Funke zu Stande kam. Der Electrometerausschlag war bis zu einem Punkte zu treiben, der kurz vor der zu erwartenden Entladungsstelle lag, blieb aber dann bei sehr schneller Rotation constant, nahm dagegen bei langsamerer schnell ab. Bei negativer Ladung konnte ich mit gleichmässiger, langsamer Drehung bis zu dem bestimmten Entladungspotential gelangen. Dabei bewegte sich die Electrometernadel gleichmässig vorwärts, bis sie im Augenblicke der Entladung bei einem ganz bestimmten Theilstrich zur Ruhelage zurückschnellte.

Eine Messung verlief in folgender Weise. Nachdem die Kugeln geputzt waren, wurde die zu messende Distanz eingestellt und sofort ein Beobachtungssatz von vier bis acht Funken in Zwischenräumen von je ungefähr einer Minute gewonnen. Dabei zeigte sich bald, dass der erste Funke fast durchgängig ein etwas kleineres, die folgenden dasselbe etwas höhere Potential hatten. Als Grund hierfür mag eine Veränderung der metallischen Oberfläche durch den ersten Funken anzusehen sein. Ich machte z. B. folgende Beobachtungssätze für die Kugeln von 1 cm Radius:

Funkenlänge = 0,2 cm			Funkenlänge = 0,4 cm			Funkenlänge = 0,7 cm		
Nr. des Funken	Electrom. Ausschlag n	Potential V	Nr. des Funken	Electrom. Ausschlag n	Potential V	Nr. des Funken	Electrom. Ausschlag n	Potential V
1	35,1	27,65	1	114,4	49,47	1	306,2	78,63
2	35,4	27,79	2	114,8		2	310,8	
3	35,6	27,87	3	115,9		3	312,4	
4	35,5	27,83	4	115,5		4	311,2	
			5	116,4	49,90	5	312,2	
			6	116,1		6	311,3	
			7	115,5		7	311,2	
			8	114,3	49,45	8	312,7	
			9	116,0		9	313,9	79,53
			10	115,4		10	310,6	79,15
			11	115,1		11	312,2	
			12	116,3		12	313,4	
			13	116,0				
			14	116,3				
Mittel aus 2—4	35,50	27,83[1])	Mittel aus 2-14	115 66	49,74[1])	Mittel aus 2-12	311,99	79,32[1])

Der erste Funke wurde stets besonders berechnet. Aus den folgenden Ausschlägen wurde das Mittel zur Berechnung

1) Diese Potentialwerthe gehören zu den Mitteln aus den Ausschlägen.

verwendet. Zur Festlegung jedes Funkens dienten vier bis acht solcher Beobachtungssätze. So erhielt ich z. B. für den Funken von 0,4 cm Länge folgende Beobachtungssätze an ganz verschiedenen Tagen bei derselben Electrometerjustirung:

	n_1	n_m
	114,4	115,66
	110,0	114,00
	112,0	112,40
	112,8	113,53
	113,3	114,48
	114,0	114,60
	113,9	114,50
	113,6	113,85
Mittel	113,00	114,13
Die dazu gehörigen Potentiale	49,17	49,41

n_1 bedeutet den Electrometerausschlag bei dem ersten, n_m das Mittel aus den Ausschlägen bei den folgenden Funken.

Die Quadratwurzel aus den hier angeführten Ausschlägen n geht in die Formel für die Potentiale ein, sodass die grösste Differenz unter den zugehörigen Potentialwerthen etwa $1\,^1/_2\,^0/_0$ beträgt.

Die kleinsten Funkenstrecken von 0,01 bis 0,15 cm wurden bei besonders empfindlicher Justirung des Electrometers, die grösseren bei unempfindlicherer gemessen. Dabei kamen einzelne Funkenstrecken, z. B. diejenige von 0,1 cm zweimal zur Messung. Ausserdem hatte ich gerade diese und einzelne andere Funkenstrecken bei noch einer dritten Electrometerjustirung gemessen. Diese Messungen bei drei verschiedenen Empfindlichkeiten des Electrometers ergaben z. B. folgende drei Werthe für die Funkenstrecke 0,1 cm bei den Kugeln von 1 cm Radius: Zur Beurtheilung der Empfindlichkeit des Electrometers füge ich die Constante β der Curve bei:

β	V_1	V_m
9,63		15,87
11,50	15,86	15,90
22,06	15,96	16,08

Unter V_1 stehen die zum Mittel der ersten Funken jeder Einstellung, unter V_m die zum Mittel der folgenden Funken ge-

hörigen Potentiale. Die Abweichungen sind nicht grösser, als diejenigen verschiedener Messungssätze bei derselben Electrometerjustirung und als lediglich durch die Unregelmässigkeit des Funkenüberganges bedingt anzusehen.

Folgende Tabellen geben als Mittelwerthe aller Messungen zunächst die kleineren, bei empfindlicher Electrometerjustirung gemessenen Funkenstrecken und dann die grösseren, bei unempfindlicher erhaltenen Potentiale. Die Messungen geschahen im Winter in einem 10 bis 15° C. warmen Zimmer und an möglichst trockenen Tagen. Die Feuchtigkeit der Luft scheint einigen Einfluss zu haben und wurde daher für jede Messung notirt.

Mittlerer Barometerstand 756 mm, mittlere Temperatur = 15° C, die relative Feuchtigkeit schwankte zwischen 43 und 56%.

a. Kleine Funkenstrecken.

Funkenlänge δ in cm	1 cm Radius		0,5 cm Radius		0,25 cm Radius	
	V_1	V_m	V_1	V_m	V_1	V_m
0,01	3,38	3,35	3,42	3,45	3,61	3,67
0,02	5,04	5,12	5,18	5,18	5,58	5,40
0,03	6,62	6,65	6,87	6,94	6,94	6,93
0,04	8,06	8,12	8,22	8,31	8,43	8,43
0,05	9,56	9,56	9,75	9,75	9,86	10,04
0,06	10,81	10,83	10,87	10,97	11,19	11,20
0,07	11,78	11,97	12,14	12,20	12,29	12,30
0,08	13,40	13,39	13,59	13,60	13,77	13,77
0,09	14,39	14,45	14,70	14,72	14,89	14,87
0,10	15,86	15,90	15,97	15,99	16,26	16,30
0,11	16,79	16,93	17,08	17,11	17,26	17,24
0,12	18,28	18,31	18,42	18,47	18,71	18,71
0,14	20,52	20,58	20,78	20,84	21,26	21,20

Die Electrometercurve ist durch fünf Aichungen festgelegt ($\beta = 11{,}50$).

b. Grosse Funkenstrecken.

Funkenlänge δ in cm	1 cm Radius		0,5 cm Radius		0,25 cm Radius	
	V_1	V_m	V_1	V_m	V_1	V_m
0,10	15,96	16,08	16,11	16,36	**16,45**	**16,53**
0,15	21,94	22,06	22,17	22,35	**22,59**	**22,69**
0,20	27,59	27,75	27,87	28,12	**28,18**	**28,75**
0,25	32,96	33,24	33,42	33,46	**33,60**	**33,61**

Funkenlänge δ in cm	1 cm Radius		0,5 cm Radius		0,25 cm Radius	
	V_1	V_m	V_1	V_m	V_1	V_m
0,30	38,56	38,85	**39,00**	**38,94**	38,65	38,74
0,35	43,93	44,24	**44,32**	**44,34**	43,28	43,48
0,40	49,17	49,41	**49,31**	**49,45**	47,64	47,68
0,45	**54,37**	**54,54**	54,18	54,27	51,56	51,87
0,50	**59,71**	**60,05**	59,03	59,21	54,67	54,82
0,55	**64,60**	**64,88**	63,35	63,58	57,27	57,76
0,60	**69,27**	**69,36**	67,80	68,20	59,95	60,13
0,70	**78,51**	**78,87**	75,04	75,36	63,14	63,96
0,80	**87,76**	**87,79**	81,95	82,61	66,39	66,83
0,90					68,65	69,01
1,00					70,68	71,69
1,20					74,94	75,17
1,50					79,42	79,93

Die Electrometercurve ist durch vier Aichungen festgelegt ($\beta = 22{,}06$).

Zu den Tabellen ist Folgendes zu bemerken: Aus der graphischen Darstellung der Potentiale V als Functionen von δ (Fig. 2, der Maassstab der Abscissen ist der 167 fache der Ordinaten) ersieht man, dass die Curven schwach gekrümmte Linien sind, um so schwächer, je grösser der Radius der Electrodenkugeln ist. Durch die Gleichung einer Curve zweiter Ordnung, durch welche Macfarlane seine Beobachtungen wiedergiebt, liessen sie sich nicht darstellen.

In Uebereinstimmung mit den Baille'schen Werthen haben die kleinsten Kugeln bei Funkenstrecken unter ca. 0,25 cm das grösste Potential; von dieser bis zur Funkenstrecke 0,42 cm weisen die mittleren Kugeln ein Maximum des Potentials auf, und für noch grössere Funkenstrecken gehört das Maximum den grössten Kugeln. In der Tabelle sind die Maxima fett gedruckt.

Zur weiteren Bestätigung dieser Gesetzmässigkeit wurden Kugelcalotten von noch grösserem Krümmungsradius untersucht. Dazu dienten Uniformknöpfe, deren Krümmungsradius an den Stellen, an welchen der Funke übersprang, zu 3,07 cm durch Spiegelung bestimmt wurde. Sie ergaben bei kleinen Funkenstrecken noch kleinere Werthe für das Potential und erst für $\delta = 0{,}8$ cm ein Maximum. Doch wird das Maximum bei Vollkugeln von 3,07 cm Radius wahrscheinlich eher erreicht sein.

Was die absoluten Werthe anbetrifft, so stammen alle von mir im Winter unter nahezu gleichen atmosphärischen Verhältnissen an verschiedenen Tagen gemessenen Potentiale unter sich auf $1^1/_2\,^0/_0$ überein. Dagegen ist die Uebereinstimmung mit den von anderen Beobachtern gefundenen Werthen nicht eine so gute. Als ich indess im Sommer bei ungefähr 8° höherer Temperatur und bedeutend grösserem absoluten Feuchtigkeitsgehalt der Luft einige Messungen wiederholte, fand ich kleinere Zahlen, und zwar Abweichungen bis $4\,^0/_0$ mit den im Winter erhaltenen.

Ich erhielt nämlich fast dieselben Zahlen, welche Czermak unter gleichen atmosphärischen Verhältnissen nach derselben Methode gefunden hat. Ich gebe für die Kugeln von 1 cm Radius folgende Zusammenstellung von Messungen verschiedener Beobachter. Die Werthe von Baille für die Halbmesser 0,25 und 1,0 cm sind interpolirt, da er keine Kugeln von genau diesen Radien benutzte.

Werthe für das Potential V bei Kugeln von 1 cm Radius.

δ in cm	Baille	Quincke	Czermak	Paschen	
				im Winter	im Sommer
0,1	15,12	14,78	15,14	16,08	15,84
0,2	26,37	26,39	26,57	27,75	26,74
0,3	36,96	37,31	37,50	38,85	37,88
0,4	47,20	46,69	47,69	49,41	48,26
0,5	54,81			60,05	58,35
0,6	65,23			69,36	69,01
0,7	73,04			78,87	

Werthe für das Potential V bei Kugeln von 0,25 cm Radius.

δ in cm	Baille	Czermak	Paschen im Winter
0,1	15,73	16,06	16,53
0,2	26,94	27,46	28,75
0,3	36,94	37,60	38,74
0,4	43,32 44,52	46,26	47,68
0,5	50,83		54,82
0,6	57,31		60,13
0,7	61,12		63,96
0,8	64,17		66,83
0,9	65,98		69,01
1,0	67,22		71,69

Werthe für das Potential V bei Kugeln von 0,5 cm Radius.

δ in cm	Baille	Czermak	Paschen im Winter
0,1	15,25	15,80	16,18
0,2	26,78	27,22	28,12
0,3	37,32	37,76	38,94
0,4	45,50 47,62	47,77	49,45
0,5	54,66		59,21
0,6	65,23		68,20
0,7	72,28		75,36
0,8	77,61		82,61

Die Baille'schen Werthe stimmen indess unter sich nicht auf 1% überein. Es sind in den betreffenden Tabellen bei jedem Kugelradius für $\delta = 0{,}40$ und $\delta = 0{,}45$ cm je zwei verschiedene Werthe angegeben. Unter diesen kommen Abweichungen von 5% vor, z. B. findet sich für dieselbe Grösse einmal die Zahl 26,62, dann aber auch die Zahl 28,49, oder 47,62 und 45,50, oder 51,60 und 49,63, 50,44 und 48,42 angegeben, Abweichungen unter gleichen atmosphärischen Verhältnissen, wie ich sie nicht für dieselbe Grösse erhalten habe. Die von mir gefundenen Werthe sind indess ausnahmslos und theilweise erheblich grösser, als die von Baille angegebenen. Die Differenz beträgt bis 8%. Genügende Gründe kann ich dafür nicht angeben[1])

Die neuesten Untersuchungen über diesen Gegenstand sind diejenigen von G. A. Liebig, welcher allerdings in einem abgeschlossenen Volumen zwischen Kugelcalotten von 9,76 cm Krümmungsradius die Funkenstrecken untersuchte. Seine Werthe liegen, wie zu erwarten, für kleine Funkenstrecken noch unterhalb meiner Werthe für die Calotten von 3,07 cm Radius und werden erst bei ca. 0,85 cm grösser als diese, zeigen also eine gute Uebereinstimmung mit meinen Resultaten. Be-

1) Eine in neuester Zeit erschienene und mir erst nach Beendigung dieser Arbeit bekannt gewordene Untersuchung von G. Jaumann (Einfluss rascher Potentialänderungen auf den Entladungsvorgang. Wien. Ber. **97.** (2). p. 765. 1888) scheint eine Erklärung der erwähnten Differenzen zu ermöglichen. J. weist nach, dass bei einer Anordnung, wie sie von den angeführten Beobachtern und mir benutzt wurde, das Entladungspotential durch „die statischen Verhältnisse des Entladungsfeldes" allein nicht bestimmt sei, sondern eine etwaige schnelle Aenderung der Potentialdifferenz als wesentliche Entladungsbedingung hinzutrete, sodass um so höhere Funkenpotentiale erhalten werden, je vollständiger durch die Versuchsanordnung „die Stromschwankungen der Influenzmaschine gedämpft werden, oder je ruhiger die angewandte Stromquelle ist". Bei einer Influenzmaschine ist durch Vergrösserung der Capacität des geladenen Leitersystems diese Dämpfung zu erreichen. Bei meiner Anordnung war eine weit grössere Capacität vorhanden, als bei denen der erwähnten Beobachter, und meine Werthe sind auch grösser ausgefallen, als alle früheren. Der Jaumann'schen Tabelle (S. 778) entsprechen demnach meine Werthe, indem sie die unter I angegebenen, welche sich auf eine Funkenstrecke mit nebengeschaltetem Spitzenpaar beziehen, noch um ein weniges überragen.

sonders sind sie um fast dieselben procentischen Beträge grösser, als die aus den Baille'schen Zahlen für den Kugelradius 9,76 cm interpolirten Werthe, um welche auch meine Werthe die letzteren überragen.

Einfluss der Zuleitungen zu den Kugeln.

Dieselben befanden sich bei den angegebenen Messungen auf cylindrischen Messingstäbchen von 0,33 cm Dicke. Ich brachte nun solche von 0,5 cm und 0,07 cm Dicke an und fand bei den grossen und mittleren Kugeln genau dieselben Werthe für alle Funkenstrecken bis 0,7 cm hin. Bei den kleinsten Kugeln stellten sich indess für Funkenstrecken über 0,5 cm einige bemerkenswerthe Abweichungen heraus. Für kleinere Funkenstrecken erhielt ich dieselben Werthe bei allen drei Zuleitungen. Für grössere, als 0,5 cm erhielt ich 1. bei den dickeren Zuleitungen grössere Potentialwerthe, 2. bei den dünneren noch kleinere, als früher. Es ergaben sich z. B. folgende Werthe für die Kugeln vom Radius 0,25 cm:

Potentiale für die Funkenstrecke δ.

Durchmesser der Zuleitungsdrähte cm	$\delta = 0{,}15$	0,35	0,50	0,70	1,00	1,20	1,50
0,07	22,6	43,6	54,1	62,5	68,9	72,4	76,5
0,33	22,5	43,3	54,9	64,1	71,9	75,1	79,9
0,50	22,7	43,7	55,3	65,1	73,9	77,6	

Von $\delta = 0{,}5$ an zeigt sich deutlich ein Wachsen der Potentialwerthe mit wachsender Dicke der Zuleitungen. Der Grund für diese Verschiedenheit ist in der auf kleinen Kugeln zur Geltung kommenden verschiedenen Vertheilung der Electricität durch die Influenzwirkung der dickeren oder dünneren Zuleitungsstäbe zu suchen.

§ 4. Funken bei verschiedenen Drucken und in verschiedenen Gasen.

Im Folgenden befindet sich die Funkenstrecke in einem abgeschlossenen Raume von ungefähr 8 Litern. Natürlich

durfte ich hier nicht mehr eine so gute Uebereinstimmung der Werthe untereinander erwarten; denn 1. konnte das Gas durch den Funken zersetzt werden [1]); 2. war es unmöglich, wie bisher, nach vier bis acht Funken die durch diese veränderte Oberfläche der Kugeln zu putzen. Ueber letzteren Umstand stellte ich einige Messungen an, indem ich in freier Zimmerluft an 30 Funken hintereinander in Intervallen von je $^1/_2$ Minute bei derselben Einstellung des Funkenmikrometers beobachtete, dann die ganze Anordnung eine Stunde stehen liess und wieder Funken mass. Ich erhielt dabei kein anderes Resultat, als dass der erste Funke bei reiner Metallschicht allein ein kleineres, die folgenden bei angegriffener alle dasselbe höhere Potential hatten. Liess ich die Kugeln dann mit ungeputzter Oberfläche längere Zeit stehen, so erhielt ich nachher als ersten Electrometerausschlag einen weit grösseren und bei den folgenden Funken wieder die früheren mittleren. Es ist hiernach möglich, dass durch den electrischen Funken Veränderungen an der metallischen Oberfläche entstehen, welche in Berührung mit der Luft noch fortschreiten und das Entladungspotential in merklicher Weise erhöhen. Dasselbe fand unter der Glasglocke statt, und zwar auch in Kohlensäure und Wasserstoff, bisweilen unter sehr grossen Abweichungen des ersten grösseren Funken nach längerem Stehenlassen, weshalb ich diesen ersten Funken nie beim Mittelnehmen berücksichtigte.

Der Unterschied im Potential, wenn das Funkenmikrometer in freier Luft oder unter der Glocke bei gewöhnlichem Luftdrucke stand, war bei kleinen Funkenstrecken gering; bei grösseren stellte sich unter der Glocke ein erheblich kleineres Entladungspotential heraus, als in freier Luft.

Als Electrodenkugeln dienten stets diejenigen von 1 cm Radius. Die Messungen in jedem der drei Medien konnten in gleicher Weise gemacht werden und verliefen wie folgende Beobachtungsreihe in Luft:

Funkenstrecke = 0,6 cm.

Es wurde zweimal trockene, staubfreie Luft eingelassen. Dann begann die Messung bei einem Druck von 73,73 cm Quecksilber

1) Eine Temperaturerhöhung des Gases hat nach einer späteren Bemerkung keinen Einfluss.

von 0° und wurde unter Auspumpen von ungefähr 20 zu 20 cm Quecksilber fortgesetzt. Bei jedem Drucke sperrte ich die Glocke ab und beobachtete dann ungefähr acht Funkenübergänge. Von dem Drucke 1,3 cm an wurde wieder Luft eingelassen und dabei bis Atmosphärendruck successive nach je 10 cm Druckzunahme ein Beobachtungssatz gemacht.

Bei dem Drucke 73,73 cm erhielt ich z. B. für die Electrometerausschläge die Zahlen: 231,3, 235,4, 233,4, 237,4, 236,9, 229,9, 242,4, 237,4, als ersten Ausschlag einen kleineren, da die Oberfläche der Kugeln vor dem Beobachtungssatze geputzt war.

Nach Berechnung der Mittel in den einzelnen Sätzen ergaben sich folgende Zahlen:

Druck P in cm Qu.	73,73	52,69	33,71	13,20	1,30	6,45	13,02	22,92	32,94	44,62	52,55	62,22	73,83
Mittel n aus den Electrom.-Ausschl.	235,4	133,3	65,34	15,41	0,86	5,77	15,40	35,79	62,19	105,0	133,1	174,3	239,8
Potentiale V	65,75	49,94	35,17	17,16	4,06	10,51	17,15	26,10	34,32	44,43	49,90	56,87	66,33

Ich machte für jede Funkenstrecke mehrere (zwei bis sechs) solcher Messungsreihen und interpolirte geradlinig für dieselben Drucke aus jeder Reihe für sich die zugehörigen Potentiale. Dabei erhielt ich z. B. folgende Zahlen für die Potentiale bei der Funkenstrecke 0,4 cm in Luft:

Druck P in cm Q.	Messungsreihen (Bezeichn. nach dem Datum der Messung)				Mittel
	25. 2. 88	18. 5. 88	26. 5. 88	29. 5. 88	
2	3,95	4,10	4,05	4,05	4,04
10	10,46	10,65	10,68	10,70	10,62
30	23,79	23,43	23,15	23,24	23,40
50		34,95	34,55	34,81	34,77
75		48,93	48,21	48,10	48,41

Die einzelnen Messungsreihen lieferten für gleiche Drucke sehr gute übereinstimmende Werthe, aus welchen das Mittel genommen wurde. Die Uebereinstimmung war indess bei kleinen Funkenstrecken wegen der kleinen Electrometerausschläge schlechter, bei grösseren noch besser, als im angeführten Beispiele, in Wasserstoff ebenso gut, in Kohlensäure nicht ganz so gut.

Die grössten Abweichungen wurden in Kohlensäure bei der Funkenstrecke 0,1 cm erhalten und betrugen, allerdings nur vereinzelt, bis 20%. Bei der Funkenstrecke 0,20 cm in diesem Gas stiegen die Abweichungen bereits nicht mehr über 10% und sanken bei grösseren Funkenstrecken auf 3 bis 5%.

Die folgenden Tabellen geben die Mittelwerthe aller meiner Messungen. Die über jeder Spalte befindlichen eingeklammeren Zahlen geben die Anzahl Messungsreihen an, aus denen die Zahlen erhalten sind. Die Temperatur in der Glocke war durchschnittlich 20° C.

Potentiale der Funkenstrecken δ in Luft bei den Drucken P (in cm Quecksilber von 0°).

P	$\delta = 0{,}1^{(4)}$	$0{,}2^{(6)}$	$0{,}3^{(5)}$	$0{,}4^{(4)}$	$0{,}5^{(3)}$	$0{,}6^{(5)}$	$0{,}7^{(2)}$	$0{,}8^{(1)}$	$1{,}00^{(1)}$
2	2,23	2,73	3,44	4,04	4,70	5,12	5,57	6,10	6,25
4	2,84	3,80	4,76	5,75	6,87	7,63	8,49	8,90	9,50
6	3,24	4,85	6,21	7,43	8,75	10,04	10,96	11,60	12,50
8	3,65	5,80	7,47	9,07	10,57	12,28	13,36	14,10	15,55
10	4,32	6,68	8,76	10,62	12,35	14,24	15,41	16,50	
15	5,83	8,88	11,64	14,04	16,54	19,12	20,70	21,62	
20	6,71	10,98	14,37	17,35	20,51	23,58	25,70	27,25	
25	7,95	12,72	17,00	20,36	24,23	27,82	30,82	32,70	
30	9,14	14,49	19,17	23,40	27,90	31,90	35,66		
35	10,03	16,15	21,62	26,60	31,47	35,99	40,42		
40	10,86	17,83	23,94	29,51	35,13	40,03	44,96		
45	11,65	19,51	26,08	32,13	38,73	44,08	49,52		
50	12,39	20,96	28,13	34,77	42,08	47,87	53,62		
55	13,24	22,37	30,39	37,53	45,45	51,47	58,02		
60	14,02	23,78	32,52	40,28	48,75	55,16	62,30		
65	14,79	25,23	34,68	42,95	51,99	58,96	66,40		
70	15,52	26,72	36,78	45,70	55,24	62,68			
75	16,33	28,29	38,83	48,41	58,49	66,32			

Potentiale V der Funkenstrecken δ in Wasserstoff bei den Drucken P (in cm Quecksilber von 0°).

P	$\delta = 0{,}1^{(2)}$	$0{,}2^{(2)}$	$0{,}3^{(3)}$	$0{,}4^{(3)}$	$0{,}5^{(4)}$	$0{,}6^{(2)}$	$0{,}7^{(1)}$	$0{,}8^{(1)}$
2	1,52	1,70	2,01	2,02	2,91		3,31	
4	2,08	2,43	3,19	3,39	4,03	4,79	5,00	5,35
6	2,51	3,15	3,94	4,41	4,98	6,13	6,62	6,85
8	2,85	3,66	4,65	5,24	6,04	7,24	7,90	8,40
10	3,19	4,14	5,35	6,02	7,12	8,21	9,10	9,89
15	3,81	5,28	6,74	7,92	9,32	11,10	11,95	13,05
20	4,27	6,22	8,19	9,79	11,51	13,40	14,58	16,20
25	4,75	7,23	9,59	11,48	13,54	15,56	17,25	18,98
30	5,27	8,25	10,91	13,19	15,54	17,77	19,85	21,98
35	5,89	9,16	12,16	14,69	17,51	19,99	22,55	24,31

P	$\delta = 0{,}1^{(2)}$	$0{,}2^{(2)}$	$0{,}3^{(3)}$	$0{,}4^{(3)}$	$0{,}5^{(4)}$	$0{,}6^{(2)}$	$0{,}7^{(1)}$	$0{,}8^{(1)}$
40	6,52	10,17	13,48	16,21	19,43	22,27	25,10	27,13
45	7,09	11,13	14,79	17,78	21,34	24,49	27,52	
50	7,79	12,02	15,92	19,43	23,20	26,57	29,93	
55	8,59	12,78	17,02	20,98	25,09	28,61	32,25	
60	9,06	13,69	18,30	22,49	26,89	30,74	34,58	
65	9,64	14,92	19,57	23,99	28,78	32,89	36,85	
70	10,05	15,77	20,85	25,43	30,42	34,92	39,08	
75	10,44	16,38	21,75	26,77	32,05	36,80	41,10	

Potentiale V der Funkenstrecken δ in Kohlensäure bei den Drucken P (in cm Quecksilber von 0^0).

P	$\delta = 0{,}1^{(3)}$	$0{,}2^{(3)}$	$0{,}3^{(3)}$	$0{,}4^{(3)}$	$0{,}5^{(4)}$	$0{,}6^{(4)}$
2	2,91	3,75	4,27	4,82	5,38	5,50
4	3,64	4,77	5,73	6,57	7,48	7,91
6	4,33	5,85	7,15	8,28	9,56	10,35
8	4,90	6,90	8,34	9,71	11,18	12,71
10	5,47	7,85	9,81	10,96	12,69	14,26
15	6,86	9,97	12,37	14,09	16,48	18,64
20	8,03	12,35	15,31	17,45	20,01	22,67
25	9,17	14,16	17,92	20,40	23,45	26,68
30	10,27	15,69	19,89	23,07	26,79	30,49
35	11,34	17,21	21,95	25,79	29,64	34,31
40	12,26	19,24	24,04	28,41	32,86	37,99
45	13,13	20,74	25,76	31,01	36,22	41,61
50	13,90	21,63	27,84	33,46	39,18	45,19
55	14,63	22,63	29,75	35,50	42,13	48,70
60	15,27	23,99	31,62	37,99	45,08	52,34
65	15,92	25,35	33,47	40,38	48,13	55,80
70	16,56	26,67	35,40	42,72	50,74	59,09
75	17,21	27,96	37,33	45,02	53,24	62,35

Nach diesen Tabellen kann man für jedes Gas zwei Arten von Curven construiren, indem man entweder das Potential V als Function des Druckes P, bei gleichbleibender Funkenstrecke δ, oder als Function von δ bei constantem P darstellt. Der allgemeine Charakter beider Arten von Curven ist derselbe. Es sind Linien mit einer schwachen, besonders im Anfang gut ausgeprägten Krümmung nach der Abscissenaxe zu. Ihre Form ähnelt derjenigen der Hyperbel; doch zeigte die Rechnung, dass sie nicht innerhalb der Beobachtungsfehler durch die Hyperbelgleichung darzustellen sind, indem sie regelmässige, wenn auch kleinere Abweichungen aufweisen. Das jedenfalls complicirte Gesetz dieser Linien hielt ich für werthlos zu ermitteln.

Als Beispiel führe ich diejenige Curve vor, welche für $\delta = 0{,}5$ in Luft das Potential V als Funktion des Druckes P darstellt. Diejenige Hyperbel, welche sich der beobachteten Curve am meisten anschmiegt, ist:

$$V^2 = 10{,}785\, P + 0{,}4798\, P^2.$$

Die Werthe, welche sich aus ihr ergeben, finden sich in der „berechnete Curve" überschriebenen Spalte der folgenden Tabelle neben dem Mittel aus den beobachteten Werthen.

P in cm Q.	Datum der Messungsreihe			Mittel aus den Beobachtungen	Berechnete Curve	Differenz zwischen berechneter und beobachteter Curve
	30. 5. 88.	5. 6. 88.	6. 6. 88.			
2	4,5		4,9	4,7	4,85	— 0,15
4	6,8	6,95	6,85	6,87	7,13	— 0,26
6	8,75	8,75	8,75	8,75	9,05	— 0,30
8	10,65	10,50	10,55	10,57	10,82	— 0,25
10	12,40	12,38	12,27	12,35	12,48	— 0,13
15	16,67	16,53	16,43	16,54	16,43	+ 0,11
20	20,79	20,43	20,30	20,51	20,19	+ 0,32
25	24,52	24,25	23,93	24,23	23,86	+ 0,37
30	28,36	27,80	27,55	27,90	27,49	+ 0,41
35	31,95	31,41	31,06	31,47	31,07	+ 0,40
40	35,48	35,22	34,70	35,13	34,63	+ 0,50
45	39,05	38,68	38,45	38,73	38,17	+ 0,56
50	42,65	41,90	41,70	42,08	41,71	+ 0,37
55	46,16	45,20	45,00	45,45	45,23	+ 0,22
60	49,31	48,46	48,48	48,75	48,73	+ 0,02
65	52,43	51,73	51,81	51,99	52,22	— 0,23
70	55,55	55,00	55,18	55,24	55,72	— 0,48
75	58,63	58,32	58,52	58,49	59,24	— 0,75

Die Abweichungen der beobachteten Curve von der Hyperbel sind etwas grösser, als die der einzelnen beobachteten Curven unter einander. Aehnliche Abweichungen in constantem Sinne zeigen sich auch bei den Curven anderer Art, welche die Abhängigkeit des Potentials V von δ darstellen.

Der Einfluss des Druckes auf das Entladungspotential ist bisher nur in Luft, und zwar von Baille[1]) und Macfarlane untersucht. Ersterer hat für Drucke von 25 bis 125 cm Quecksilber das Gesetz aufgestellt, dass das Potential V dem Druck P proportional sei, also $\frac{V}{P}$ eine für jede Funkenstrecke constante Grösse sei, ein Gesetz, welches sich für seine Messungen

1) Baille, Ann. de chim. et de phys. (5) **29.** p. 187. 1883.

bestätigt. Er erzeugte den Funken in einem Metallcylinder zwischen zwei Kugeln von 1,5 cm Radius.

Macfarlane mass den Funken zwischen zwei kreisförmigen Scheiben bei niederen Drucken in einer Glasglocke, von der er allerdings nicht schreibt, dass sie vor Influenzwirkungen geschützt war; er fand, dass Potentialdifferenz V und Druck P nach der Form einer Hyperbel voneinander abhängen. Wie seine Potentialwerthe für verschiedene Funkenstrecken bei gewöhnlichem Druck bedeutend kleiner sind, als die von Baille für dieselben Verhältnisse angegebenen, und als die nach den Baille'schen Untersuchungen aus meinen Werthen für ebene Electroden berechneten, so auch seine Werthe für die Potentialdifferenz bei verschiedenen Drucken. Er stellt als Gleichung der Hyperbel, welche er für die Funkenstrecke 0,5 cm gefunden hat, diejenige auf:

$$V^2 = 4{,}255\,P + 0{,}2097\,P^2.$$

(Es ist dies die Macfarlane'sche Gleichung, welche auf gleiche Form und Einheiten mit der von mir als Annäherung gegebenen umgerechnet ist.)

Diese Gleichung liefert fast halb so grosse Werthe für V^2, als die meinige. Die abweichende Form der Electroden erklärt so grosse Unterschiede nicht, falls man nicht annehmen will, dass der Funke an den Rändern überging. Es bliebe[1]) demnach noch die Möglichkeit, dass Influenzwirkungen störenden Einfluss gehabt haben.

Baille hat leider nur für Funkenstrecken unter 0,25 cm die Abhängigkeit vom Druck untersucht. Mit den von ihm gegebenen Werthen stimmen die meinigen (auf gleiche Kugelradien interpolirt) besser überein. Die Uebereinstimmung ist am besten für kleinere Drucke; doch habe ich das Gesetz der Proportionalität zwischen V und P nicht bestätigen können. Die Grösse $\frac{V}{P}$ nimmt nach meinen Messungen mit wachsendem Druck zuerst schnell, dann langsamer ab. Wenn meine Curven genau einer Hyperbelformel folgten, so würde $\frac{V}{P}$ für grosse Drucke allerdings innerhalb weiter Grenzen als constant gelten

1) Auch hier wäre nach Jaumann (s. o.) der Einfluss der angewandten Capacitäten in Betracht zu ziehen.

können, doch noch nicht für Drucke, wie sie Baille angewandt hat. Ich stelle für die Funkenstrecke 0,2 cm einige Werthe von Baille mit den meinigen zusammen. Die Baille'schen Werthe gelten für Electrodenkugeln von 1,5 cm Radius, die meinigen für 1,0 cm Radius.

P	Baille		Paschen	
	V	$\frac{V}{P}$	V	$\frac{V}{P}$
95,5	49,77	0,52		
85,5	44,02	0,51		
75,5	35,57	0,47	28,45	0,377
65,5	27,83	0,43	25,38	0,388
55,5	25,02	0,45	22,51	0,406
45,5	21,45	0,47	19,66	0,432
35,5	18,11	0,51	16,31	0,460
25,5	11,31	0,44	12,90	0,506
10			6,68	0,668

In Wasserstoff und Kohlensäure fand ich dasselbe Abnehmen der Grösse $\frac{V}{P}$. Leider ist die Abhängigkeit der Potentialdifferenz vom Druck nur für Luft, und zwar nur für einige wenige Funkenstrecken von den genannten Beobachtern untersucht. Für andere Gase liegen keine Messungen vor.

Vergleicht man nach meinen Tabellen die zwei Arten von Curven, welche für ein Gas das Potential als Function entweder des Druckes oder der Funkenstrecke darstellen, miteinander, so zeigt sich für beide zunächst aus einer graphischen Darstellung dieselbe Form. Beide sind schwach gekrümmte, fast hyperbelartige Linien. Eine Beziehung zwischen ihnen ergibt sich, wenn man die Producte aus Druck und Funkenstrecke $P.\delta$ bildet und dann diejenigen Werthe von V aus der Tabelle abliest oder interpolirt, welche zu solchen Werthen von δ und P gehören, deren Product den gleichen Zahlenwerth hat. Diese Werthe von V ergeben sich innerhalb der Fehlergrenzen als gleich, z. B. erhält man aus den Tabellen folgende Zusammenstellung:

Luft $P.\delta = 7{,}5$

P	δ	V
10	0,75	16,23
15	0,50	16,54
20	0,38	16,75
25	0,30	17,00
30	0,25	16,83
40	0,187	16,86
50	0,15	16,68
75	0,10	16,33
	Mittel	16,65

Luft $P.\delta = 20$

P	δ	V
28,6	0,7	34,30
33,3	0,6	34,63
40,00	0,5	35,13
50,00	0,4	34,77
66,66	0,3	35,39
	Mittel	34,64

Wasserstoff $P.\delta = 7{,}5$

P	δ	V
10	0,75	9,50
15	0,50	9,32
20	0,38	9,47
25	0,30	9,59
30	0,25	9,58
40	0,187	9,69
50	0,15	9,90
75	0,10	10,44
	Mittel	9,68

Wasserstoff $P.\delta = 20$

P	δ	V
28,6	0,7	19,12
33,33	0,6	19,25
40,00	0,5	19,43
50,00	0,4	19,43
66,66	0,3	20,00
	Mittel	19,45

Kohlensäure $P.\delta = 7{,}5$

P	δ	V
12,5	0,6	16,45
15,0	0,5	16,48
20,0	0,38	17,02
25,0	0,30	17,92
30,0	0,25	17,79
40,0	0,187	18,33
50,0	0,15	17,77
75,0	0,10	17,21
	Mittel	17,37

Kohlensäure $P.\delta = 20$

P	δ	V
33,33	0,6	33,03
40,00	0,5	32,86
50,00	0,4	33,46
66,66	0,3	34,11
	Mittel	33,37

Die Uebereinstimmung ist für Luft und Wasserstoff sehr gut, für Kohlensäure zwar nicht ganz so gut, aber doch unverkennbar. Es ergaben sich nämlich bei diesem Gase etwas grössere Werthe von V, wenn in dem Product $\delta.P$ das δ sehr kleine Werthe hat. Ein Grund hierfür wird später angegeben werden. Doch sind die Abweichungen auch in Kohlensäure so gering, dass ich für alle drei Gase folgende Beziehung aufstellen kann:

Für dasselbe Medium ist das Product $P.\delta$ aus Druck und Funkenstrecke die für das Entladungspotential massgebende Grösse. Daraus folgt, dass die zwei verschiedenartigen Curven, von welchen wir oben gesagt haben, dass sie die gleiche Form besitzen, bei geeigner Wahl der Maassstäbe sogar congruent werden. Aus der Tabelle für Luft z. B. kann man die zwei Curven, welche sich fortsetzen von dem Werthe:

$$V = 4{,}32 \text{ für } \begin{matrix} \delta = 0{,}1 \text{ cm} \\ P = 10 \text{ cm} \end{matrix}$$

leicht ablesen. Man gelangt immer zu gleichen Werthen von V, ob man die Funkenstrecke 0,1 cm vermehrt, oder den Druck um 10 cm, indem man im ersten Fall den Druck constant gleich 10 cm lässt und im zweiten Fall die Funkenstrecke constant gleich 0,1 cm.

Da das Entladungspotential nur von dem Pruducte $P.\delta$ abhängt, habe ich aus den Tabellen in der oben angegebenen Weise für verschiedene Werthe von diesem Product die zugehörigen Werthe von V berechnet und gelange so zu einer neuen Zusammenstellung. Statt des Druckes P ist die ihm proportionale Dichte λ des Gases eingeführt nach der Formel:

$$\lambda = \frac{d}{1 + 0{,}00367\,t} \frac{P}{76},$$

in welcher bedeuten:

d die Dichte des Gases bei 0^0 und 76 cm Quecksilber bezogen auf Wasser von 4^0. d hat die Werthe:

für Luft	= 0,001 293
für Wasserstoff	= 0,000 089 5
für Kohlensäure	= 0,001 965

Die Temperatur t des Gases war bei den Messungen durchschnittlich 20^0 C. P bedeutet den Gasdruck in cm Quecksilber von 0^0. Dann ist λ die Dichte des Gases bezogen auf Wasser von 4^0 C bei der Temperatur t und dem Gasdruck P cm Quecksilber von 0^0.

Ich gebe in den folgenden drei Tabellen die berechneten Werthe an: In der ersten Spalte befinden sich die mit 10^5 multiplicirten Werthe $\delta.\lambda$, in der zweiten die Mittel aus den zugehörigen Werthen von V.

Die Abhängigkeit des Potentials V von dem Producte $\lambda.\delta$:

$\delta.P$	Luft		Wasserstoff		Kohlensäure	
	$\lambda.\delta.10^5$	V	$\lambda.\delta.10^5$	V	$\lambda.\delta.10^5$	V
0,2	0,3171	2,23	0,02195	1,52	0,4820	2,91
0,4	0,6342	2,79	0,04390	1,89	0,9640	3,70
0,6	0,9513	3,32	0,06585	2,20	1,446	4,27
0,8	1,269	3,82	0,08780	2,43	1,928	4,83
1,0	1,585	4,42	0,1097	2,82	2,410	5,33
1,2	1,903	4,96	0,1317	3,13	2,892	5,79
1,5	2,379	5,66	0,1646	3,51	3,615	6,46
2,0	3,171	6,73	0,2195	4,09	4,820	7,57
2,5	3,965	7,81	0,2743	4,65	6,025	8,61
3,0	4,758	8,84	0,3293	5,23	7,230	9,68
3,5	5,551	9,81	0,3842	5,76	8,435	10,65
4,0	6,342	10,72	0,4390	6,28	9,640	11,56
4,5	7,137	11,68	0,4939	6,84	10,845	12,43
5,0	7,930	12,48	0,5488	7,29	12,05	13,27
5,5	8,724	13,31	0,6037	7,80	13,26	14,06
6,0	9,513	14,17	0,6585	8,27	14,46	14,81
6,5	10,31	14,89	0,7133	8,75	15,66	15,57
7,0	11,10	15,79	0,7682	9,19	16,87	16,34
7,5	11,90	16,65	0,8232	9,68	18,08	17,37
8,0	12,69	17,44	0,8780	9,96	19,28	17,92
9,0	14,27	19,01	0,9878	10,86	21,69	19,36
10,0	15,85	20,54	1,097	11,69	24,10	20,66
12,0	19,03	23,50	1,317	13,32	28,92	23,31
15,0	23,79	27,89	1,646	15,69	36,15	27,27
20,0	31,71	34,64	2,195	19,45	48,20	33,37
25,0	39,65	41,54	2,743	23,09	60,25	39,19
30,0	47,58	48,16	3,293	26,68	72,30	45,09
35,0	55,51	54,36	3,842	30,18	84,35	51,07
42,0	66,60	62,49	4,609	34,75	101,2	59,09
45,0	71,37	66,16	4,939	36,71	108,5	62,35

In Fig. 3 sind die entsprechenden Curven construirt, indem ich als Abscissen die Werthe $P.\delta$, als Ordinaten in $^1/_2$ so grossem Maassstabe die zugehörigen Werthe von V aufgetragen habe.

Die physikalische Bedeutung der gefundenen Beziehung ist folgende: Sei die kürzeste Entfernung der Electroden δ und die Dichte des Gases zwischen den Electroden λ, so ist das zur disruptiven Entladung erforderliche Potential nur abhängig von dem Product $\lambda.\delta$. Sei nach Maxwell[1]) die zwischen den Electroden befindliche Schicht des Mediums mit einem bestimmten Widerstande gegen die electrische Entladung behaftet,

1) Maxwell, Electr. u. Magn. § 57.

und heisse derselbe, welcher bei dem Entladungspotentiale durch einen Funken durchbrochen wird, die „electrische Festigkeit“ (electric strength) dieser Schicht, dann findet diese Grösse ihr Maass in dem Entladungspotentiale. Die electrische Festigkeit der Schicht ist demnach nur abhängig von dem Producte $\lambda.\delta$. Die Bedingung, dass dies Product denselben Zahlenwerth beibehalten soll, sagt aus, dass auf der kürzesten Entfernung zwischen den Electroden, z. B. innerhalb der die nächsten Electrodenpunkte verbindenden Kraftröhre, die Anzahl der Molecüle die gleiche bleibe. Ein Wachsen von λ hat ein Abnehmen von δ und damit eine Verminderung des mittleren Abstandes der Molecüle längs δ zur Folge, wenn ihre Anzahl dieselbe bleiben soll. Es folgt:

Das Entladungspotential und damit die electrische Festigkeit der Zwischenschicht ist nur abhängig von der Anzahl und nicht von den mittleren Abständen der Molecüle in derselben. Oder: Die Schlagweite (bei demselben Potential) ist proportional den mittleren Weglängen der Molecüle in der Zwischenschicht.[1])

Diese Beziehung ist durch meine Versuche zunächst nur für constante Temperatur nachzuweisen; indess ergibt sich unter Hinzuziehung der in neuester Zeit von P. Cardani[2]) gefundenen Thatsache, dass das Entladungspotential dasselbe bleibt, wenn man die Luft zwischen den Electroden bei constant bleibendem Volumen bis 300° C erhitzt, dass die electrische Festigkeit der Zwischenschicht auch unabhängig ist von der relativen Geschwindigkeit der Gasmolecüle gegen einander und nur allein durch ihre Anzahl bedingt ist.

Vergleicht man schliesslich noch die für das Entladungspotential in den drei verschiedenen Gasen bei sonstiger gleicher Anordnung gefundenen Werthe, so ist Folgendes zu bemerken: Die Curven für Luft und Wasserstoff verlaufen fast ähnlich; diejenigen für Kohlensäure schneiden die entsprechenden für Luft, und zwar sowohl diejenigen, welche das Potential in seiner Abhängigkeit vom Druck oder der Funkenstrecke darstellen, als

1) Abgesehen von dem geringen Einfluss der Temperatur auf die mittleren Weglängen gilt dieser Satz unabhängig von einer eventuellen Temperaturänderung.

2) Cardani, Rend. della R. Acc. dei Lincei. **6.** p. 44—57. 1888.

diejenigen, in welchen das Potential V von dem Producte $\delta . P$ abhängt.

Wenn die Potentialdifferenz V_G, welche in einem Gase G von bestimmtem Zustand einen Funken von angegebener Länge hervorbringt, als Maass für die electrische Festigkeit dieser Gasschicht gelten kann, so auch ferner das Verhältniss dieser Potentialdifferenz V_G zu derjenigen V_L, welche unter übrigens gleichen Verhältnissen den Funken in Luft erzeugt, also $\frac{V_G}{V_L}$, als Maass der „specifischen electrischen Festigkeit" verglichen mit Luft. In der folgenden Tabelle sind einige Werthe von $\frac{V_H}{V_L}$ und $\frac{V_{CO_2}}{V_L}$ für Wasserstoff und Kohlensäure zusammengestellt, wie sie sich für verschiedene Drucke und Funkenstrecken aus den Tabellen ergeben. Die oberen Zahlen jeder Rubrik geben $\frac{V_H}{V_L}$, die unteren $\frac{V_{CO_2}}{V_L}$. In einer zweiten Tabelle finden sich, aus der betreffenden Tabelle berechnet, die specifischen electrischen Festigkeiten von Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Werthen von $P.\delta$ oder bei verschiedener Anzahl der zwischen den Electroden befindlichen Molecüle.

Spec. el. Festigkeit von Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Werthen von $P.\delta$

$P.\delta$	Spec. el. Stärken	
	Wasserst.	Kohlens.
0,2	0,682	1,31
1,0	0,638	1,21
1,5	0,620	1,14
3,0	0,592	1,10
4,0	0,586	1,08
5,0	0,584	1,06
6,0	0,584	1,05
7,0	0,582	1,04
8,0	0,571	1,03
9,0	0,570	1,02
10	0,569	1,01
15	0,563	0,978
20	0,561	0,963
25	0,556	0,944
30	0,554	0,937
35	0,555	0,939
42	0,556	0,946
45	0,555	0,942

Specifische electrische Festigkeit von Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Funkenstrecken und Drucken.

P in cm Q.	$\delta=0,1$	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
4	0,733	0,639	0,670	0,590	0,587	0,628	0,589	0,601
	1,28	1,26	1,20	1,14	1,09	1,04		
8	0,781	0,631	0,623	0,578	0,571	0,590	0,591	0,596
	1,34	1,19	1,12	1,07	1,06	1,04		
15	0,653	0,595	0,579	0,564	0,564	0,575	0,577	0,604
	1,18	1,12	1,06	1,00	0,996	0,975		
25	0,597	0,568	0,564	0,564	0,559	0,559	0,560	0,581
	1,15	1,11	1,05	1,00	0,968	0,959		
35	0,587	0,567	0,562	0,552	0,556	0,551	0,558	
	1,13	1,07	1,02	0,970	0,942	0,953		
45	0,608	0,571	0,567	0,553	0,551	0,556	0,556	
	1,13	1,06	0,988	0,965	0,935	0,944		
55	0,649	0,572	0,560	0,559	0,552	0,556	0,556	
	1,11	1,01	0,979	0,946	0,927	0,946		
65	0,652	0,591	0,564	0,558	0,554	0,558	0,555	
	1,08	1,01	0,965	0,941	0,926	0,946		
75	0,639	0,578	0,560	0,553	0,548	0,555		
	1,05	0,988	0,962	0,930	0,910	0,940		

Für Wasserstoff zeigt sich ein sehr geringes Abnehmen der specifischen electrischen Festigkeit mit wachsenden Funkenstrecken oder Drucken. Für Funkenstrecken über 0,3 cm und Drucke über 30 cm ist sie als constant zu betrachten, und zwar gleich 0,555. Für Kohlensäure dagegen findet eine bedeutendere Abnahme sowohl mit wachsenden Funkenstrecken, als Drucken statt. Die specifische electrische Festigkeit nimmt für dieses Gas von 1,37 bis 0,910 ab, und zwar mit ziemlicher Regelmässigkeit

Messungen über das Entladungspotential in Wasserstoff und Kohlensäure liegen abgesehen von denjenigen Faraday's vor von Baille[1]) und G. A. Liebig, indessen nur für Atmosphärendruck. Die Electroden Liebig's waren Kugelcalotten von 9 cm Krümmungsradius. Die aus seinen Zahlen berechneten specifischen electrischen Festigkeiten sind in folgender Tabelle angegeben. Die Baille'schen Werthe (für den Radius 1,5 cm) stimmen besonders in Kohlensäure gar nicht mehr mit den meinigen; doch sagt er selbst, dass er bei diesem Gas grosse Schwankungen in den Beobachtungsresultaten gehabt hat, z. B. Werthe von 63,5 bis 35,6 für ein und dieselbe Grösse. Ich führe auch seine Werthe für die specifische electrische Festigkeit an. Für Wasserstoff sind die Zahlen von Baille kleiner, als die von mir erhaltenen, aber constant, diejenigen von Liebig grösser, aber nicht constant. Für Kohlensäure zeigen alle Werthe die Abnahme mit wachsender Funkenstrecke, und die Liebig'schen stimmen besser mit den meinen, als die Baille'schen.

Die folgende Tabelle gilt für 75 cm Quecksilberdruck.

Specifische electrische Festigkeit.

δ cm	Wasserstoff			Kohlensäure		
	Baille	Liebig	Paschen	Baille	Liebig	Paschen
0,1	0,49	0,873	0,639	1,67	1,20	1,05
0,2	0,49	0,787	0,578	1,24	1,16	0,988
0,3	0,50	0,753	0,560	0,94	1,07	0,962
0,4	0,50	0,704	0,553	0,76	1,03	0,930
0,5	0,50	0,670	0,548		0,994	0,910
0,6		0,656	0,555		0,974	0,940

1) Baille, Ann. de chim. et de phys. (5) **29.** p. 187. 1883.

Bei der Funkenlänge 0,5 cm und Atmosphärendruck hat Macfarlane für $\frac{V_{CO_2}}{V_L}$ gefunden 0,95, Faraday 0,92, sodass mein Werth 0,91 mit diesen besser stimmt, als mit denjenigen von Liebig und Baille.

Schluss.

Die electrostatische Kraft im Diëlectricum wäre:

$$R = \frac{V}{\delta}(1 + \varepsilon),$$

wo ε eine von der Gestalt des Electrodensystems abhängige Correctionsgrösse von um so geringerem Betrage bedeutet, je grösser der Kugelradius, und je kleiner die Entfernung δ ist. Die auf die Flächeneinheit ausgeübte „Spannung“ p drückt sich aus durch:

$$p = \frac{R^2}{8\pi}.$$

Aus den Tabellen ergiebt sich unter Vernachlässigung von ε, dass R und p mit wachsenden Funkenstrecken erst schnell, dann langsam abnehmen. Für kleine δ hat R eine beträchtliche Grösse. Andere Beobachter, z. B. Thomson und Macfarlane, welche fast ebene Platten als Electroden benutzten und ε vernachlässigen durften, haben dies Resultat bereits gefunden und die Vermuthung aufgestellt, dass diese Kraft R für sehr grosse Funkenstrecken constant wird. Als Erklärung für die beträchtlichen Werthe von R bei sehr kleinen Funkenstrecken macht Maxwell[1]) unter anderem folgende Annahme: Die an der Oberfläche der Electroden condensirten Gasschichten stossen bei sehr kleinem Abstande δ aneinander und bilden infolge dessen eine Schicht von grösserer Dichte, also nach früheren Auseinandersetzungen grösserer electrischer Festigkeit. Wenn diese Annahme richtig ist, müsste ein Gas, welches eine dichtere Oberflächenschicht bildet, als die Luft, für kleinere Funkenstrecken eine bedeutendere Zunahme der electrischen Festigkeit aufweisen, als die Luft. Die Kohlensäure ist nun ein solches Gas. Sie wird von porösen Körpern in weit

1) Maxwell, Electr. und Magn. I. Uebers. v. Weinstein. 1883. § 57.

grösserer Menge absorbirt, als z. B. Wasserstoff, und bildet, wie alle leichter condensirbaren Gase, eine weit dichtere Adhäsionsschicht an glatten Oberflächen, als die Luft, weshalb die Moser'schen Hauchbilder am deutlichsten in einer Kohlensäureatmosphäre wurden. Aus meinen Potentialwerthen folgt nun, dass das Entladungspotential und die electrostatische Kraft R für kleine Funkenstrecken in Kohlensäure allerdings grösser sind, als in Luft, während die Zahlen bei grösseren δ sogar noch kleiner ausfallen, als in Luft. Ferner war bereits oben darauf aufmerksam gemacht, dass in Kohlensäure bei gleichem Zahlenwerthe des Productes $P.\delta$ nicht so constante Werthe für das Entladungspotential erhalten werden, wie in Wasserstoff und Luft, sondern etwas grössere, wenn δ sehr klein ist. Auch erhielt Liebig, welcher als Electroden fast ebene Platten benutzte, also Schichten von grösserer Breite, als Baille und ich, in diesem Gase hatte, bei kleinen Funkenstrecken für $\frac{V_{CO_2}}{V_L}$ noch grössere Werthe.

Dass nun die Oberflächenschicht bei ihrer im Verhältniss zu den angewandten kleinsten Funkenstrecken (0,1 cm) noch sehr geringen Dicke einen solchen Einfluss habe, dass sie allein als Grund des Zunehmens der specifischen electrischen Festigkeit mit abnehmender Funkenstrecke anzusehen ist, möchte ich nicht behaupten. Es findet ja nach den Tabellen bei den grössten Funkenstrecken auch ein Zunehmen derselben mit abnehmendem Drucke statt. Ob diese Grösse demnach überhaupt als eine Constante anzusehen ist, lasse ich dahingestellt.

Schliesslich sei es mir gestattet, den Herrn Professoren Kundt und Kohlrausch meinen verbindlichsten Dank für das der Arbeit gewidmete Interesse auszusprechen. Ferner danke ich an dieser Stelle dem Herrn Dr. Czermak für die Freundlichkeit, mich mit seiner Methode und den zugehörigen Apparaten in der ausführlichsten Weise bekannt gemacht zu haben.

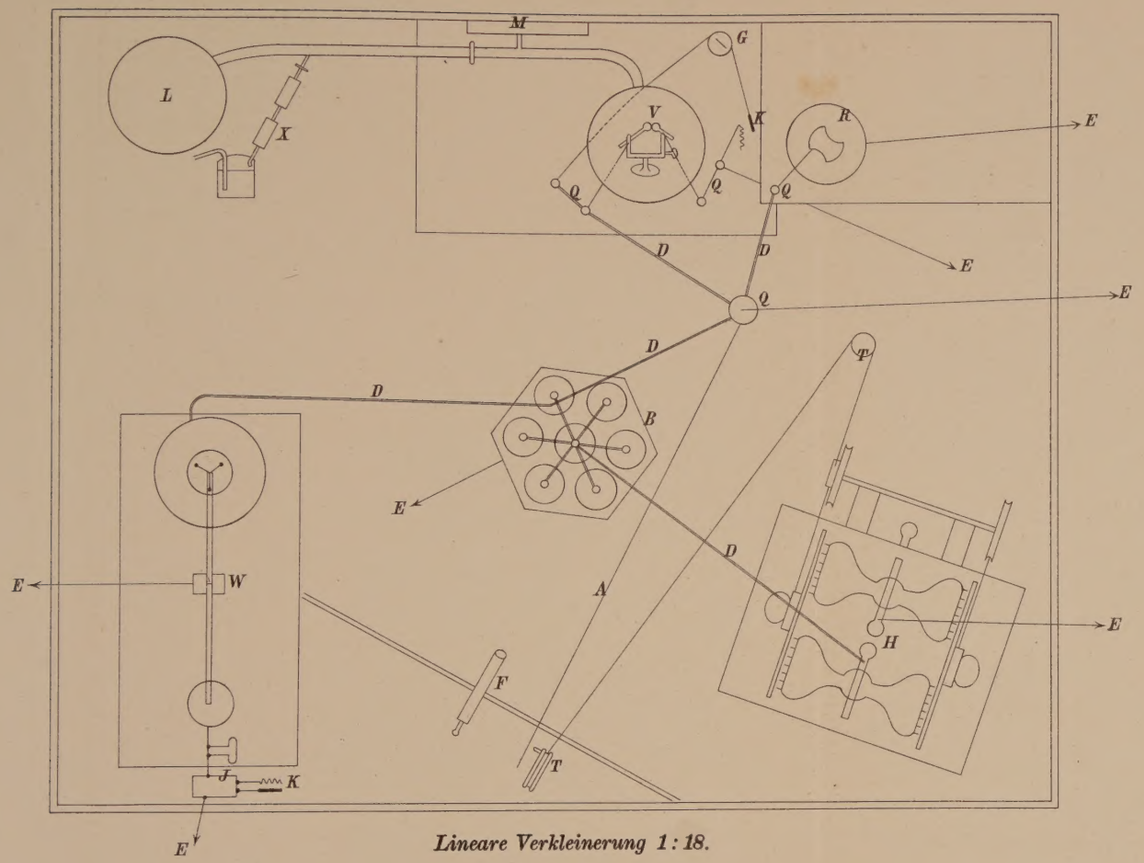
VITA.

Verfasser, Friedrich Paschen, Sohn des Major a. D. Paschen zu Schwerin i/M., wurde am 22. Januar 1865 zu Schwerin i/M. geboren. Seine Schulbildung erhielt er auf dem Gymnasium Fridericianum zu Schwerin i/M. Nach abgelegter Abiturienten-Prüfung studirte er Physik und Mathematik, und zwar von Ostern 1884 bis Ostern 1886 zu Strassburg i/E., bis Ostern 1887 zu Berlin und bis Michaelis 1888 wieder zu Strassburg i/E. Während seiner Studienzeit hat der Verfasser bei den folgenden Herren Professoren und Docenten Vorlesungen gehört:

Kundt, Kohlrausch, Christoffel, Reye, Fittig, Roth, Windelband, Schering, Cohn, Stenger, v. Bezold, Netto, Pringsheim, Knoblauch, König.

Allen diesen Herren, seinen verehrten Lehrern, spricht der Verfasser seinen verbindlichsten Dank aus.

Fig. 1.



Lineare Verkleinerung 1 : 18.

B = die Leydener Batterie.
W = die Potentialwage.
H = die Holtzsche Maschine.
R = Righisches Reflexions-Electrom.
F = Fernrohr mit Scale.
T = Transmission zur Drehung der Holtzschen Maschine.
A = Vorrichtung zum Ableiten der geladenen Theile zur Erde.
E = zur Gasleitung führende Drähte.
D = isolirte Kupferdrähte.
V = Luftpumpenteller, Glasglocke und Funkenmikrometer.
G = Galvanoscop.
K = ein Daniell.
L = Luftpumpe.
X = Trocken- und Filtrir-Apparate für die Gase.
Q = Quecksilbernäpfchen.
M = Manometer.
I = Inductorium nebst Telephon.

Fig. 2.

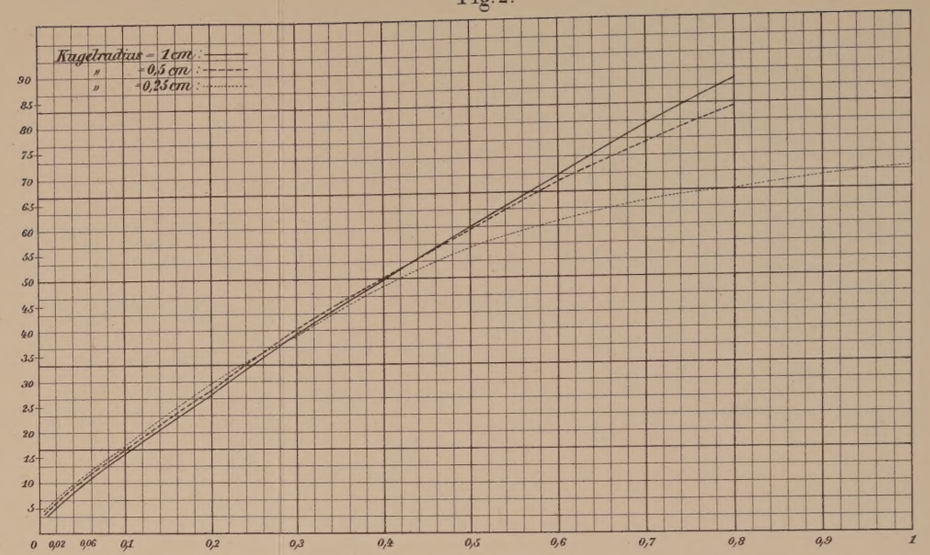
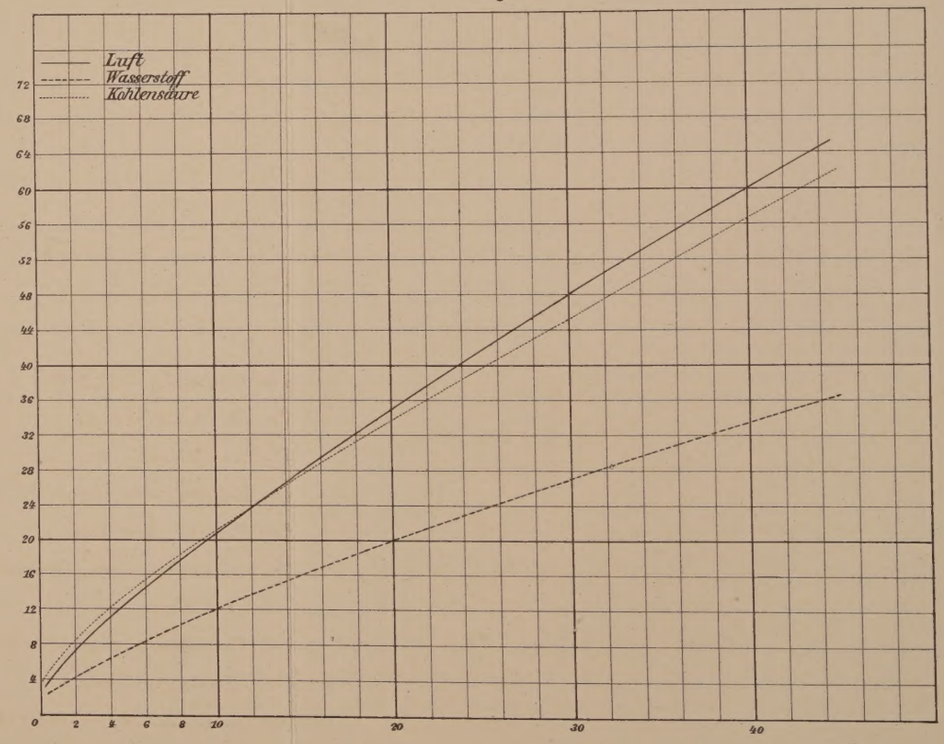


Fig. 3.



Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.